

$J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 过程的协变张量分析方法*

梁伟红^{1,3} 沈彭年^{1,2} 邹冰松^{1,2}

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (中国高等技术中心 北京 100080)

3 (广西师范大学物理与电子科学系 桂林 541004)

摘要 在相对论协变张量分析的理论框架下,给出了衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 对应各种可能的中间共振态 N^* 的衰变振幅,通过 Monte-Carlo 模拟,得到该衰变道中 $p(\bar{p})$ 角分布、 $p\omega(\bar{p}\omega)$ 不变质量分布及 Dalitz 图等.

关键词 J/ψ 衰变 核子激发态 分波分析法

1 引言

强子是能直接观测到的构成物质的最小单元. 要了解物质的微观结构, 必须得弄清强子的内部结构和性质. 遗憾的是, 人们在这方面的认识还十分有限. 重子结构和夸克间相互作用的主要信息来源是重子谱以及重子的各种产生和衰变率, 因而研究重子谱对了解强子结构和完善强相互作用理论至关重要. 虽然广为接受的夸克模型能较成功地解释重子的大部分性质, 但部分理论预言的重子谱与实验数据仍有较大的差距^[1], 如: 理论还不能解释实验上已经确认的核子激发态 $N^*(1440)$ 和 $N^*(1535)$; 夸克模型预言的一些态在实验上从未被观测到, 这些态被称作“失踪”态^[2,3]. 这些都是强子物理中一直没有解决的问题. 寻找这些“失踪”态将有助于我们理解重子内部的夸克-胶子结构以及胶子在强子谱和强子结构中所起的作用.

近年来, 由于 LHC, TJNAF^[4], ELSA^[5] 和 GRAAL 等大型加速器装置的建成和投入运行, 以及北京谱仪 (BEPC) 的改造完成, 重子谱研究又成为中高能物理领域的一个热点. 许多物理学工作者积极寻找 πN 散射之外的新的过程来进一步研究重子谱, 并寻找新强子态. J/ψ 的强衰变过程为研究重子谱提供了一个新的实验室. 它主要有以下几个优点^[6,7]: 1) $J/\psi \rightarrow pN^*$ 过程中 N^* 的同位旋只能为 $\frac{1}{2}$, 简单的同位旋结构使数据分析相对容易得多; 2) 由于 J/ψ 的强衰变是一个非胶子过程, 在 $J/\psi \rightarrow pN^*$ 中的 N^* 既可以是通常意义上的三夸克态, 也可以是含有胶子自由度的混杂态. 因此, 可以在 $J/\psi \rightarrow \bar{p}N^*$ 过程中同时研

2002-01-22 收稿

* 国家自然科学基金(10075057, 19991487, 19905011, 10147202 和 90103020)及中国科学院知识创新工程(KJ951-N11)资助

究由 3 个夸克构成的 N^* 和混杂态 N^* ; 3) $J/\psi \rightarrow \bar{p}N^* \rightarrow ppM$ 与 $\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow NM$ 过程生成 N^* 的机制不同, 它们可从不同的侧面探测重子内部的结构. 这有利于我们检验不同的夸克模型^[8].

对衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 进行分波分析, 可研究作为中间共振态的 N^* 的性质及寻找“失踪”重子. 根据对分波振幅的不同写法, 分波分析法分为螺旋度分析法和张量分析法等. 本文将采用相对论协变张量分析法为该过程的实验数据分析提供理论公式.

2 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的分波振幅

$J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的基本 Feynman 图见图 1. 这一衰变道主要研究质量在 1.72—2.16 GeV 范围内的 N^* 共振态. 在目前的分析中只考虑

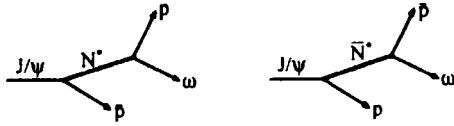


图 1 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的基本的 Feynman 图

$J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$ 和 $\frac{5}{2}^+$ 的 N^* 共振态.

自旋为 $\frac{1}{2}$ 的粒子和自旋为 1 的粒子的波

函数分别是 Dirac 旋量 $u(\mathbf{p}, \lambda)$ 和极化矢量 $\epsilon^\mu(\mathbf{p}, \lambda)$. 这两类粒子的投影算符为

$$P^{(\frac{1}{2})} = \sum_{\lambda} u(\mathbf{p}, \lambda) \bar{u}(\mathbf{p}, \lambda) = \frac{\gamma^\mu p_\mu + m}{2m}, \quad (1)$$

$$P_{\mu\nu}^{(1)} = \sum_{\lambda} \epsilon_{\mu}(\mathbf{p}, \lambda) \epsilon_{\nu}^*(\mathbf{p}, \lambda) = \tilde{g}_{\mu\nu}(p), \quad \tilde{g}_{\mu\nu}(p) = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}. \quad (2)$$

利用 C-G 系数, 自旋为整数 n 的粒子的波函数和投影算符为^[9,10]

$$\epsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n, \lambda) = \sum_{\lambda_{n-1}, \lambda_n} (n-1, \lambda_{n-1}; 1, \lambda_n | n, \lambda) \epsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_{n-1}}(\mathbf{p}, n-1, \lambda_{n-1}) \epsilon_{\mu_n}(\mathbf{p}, \lambda_n), \quad (3)$$

$$P_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n, \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^{(n)} = \sum_{\lambda} \epsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n, \lambda) \epsilon_{\nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^*(\mathbf{p}, n, \lambda). \quad (4)$$

自旋为 $n + \frac{1}{2}$ 的粒子的波函数和投影算符是

$$\psi_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n + \frac{1}{2}, \lambda) = \sum_{\lambda_n, \lambda_{n+1}} (n, \lambda_n; \frac{1}{2}, \lambda_{n+1} | n + \frac{1}{2}, \lambda) \epsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n, \lambda_n) u(\mathbf{p}, \lambda_{n+1}), \quad (5)$$

$$P_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n, \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^{(n+\frac{1}{2})} = \frac{n+1}{2n+3} \frac{\gamma^\mu p_\mu + m}{2m} \gamma^a \gamma^\beta P_{a\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n, \beta\nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^{(n+1)} \quad (6)$$

自旋为 $n + \frac{1}{2}$ 的共振态传播子为

$$G_R^{(n+\frac{1}{2})} = P^{(n+\frac{1}{2})} \frac{2M_R}{P_R^2 - M_R^2 + iM_R \Gamma_R}, \quad (7)$$

其中 M_R , P_R 和 Γ_R 分别是共振态的质量、四动量和宽度.

在分波分析过程中, 构造等效顶角是一个重要的步骤. 构造等效顶角等价于构造一个等效的相互作用拉氏量

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_1 \Gamma \psi_2 A, \tag{8}$$

其中 Γ 为等效顶角, ψ 和 A 分别是费米子场和玻色子场. 相互作用拉氏量必须满足基本的对称性: 1) Lorentz 不变性; 2) CPT 不变性; 3) C 不变; 4) T 不变. 因而, Γ 应满足

$$\Gamma = \zeta_4 C(\gamma_0 \Gamma^* \gamma_0)^T C^{-1}, \quad \Gamma = -\eta_1^* \eta_2 \eta_\lambda \gamma_0 \Gamma^p \gamma_0, \tag{9}$$

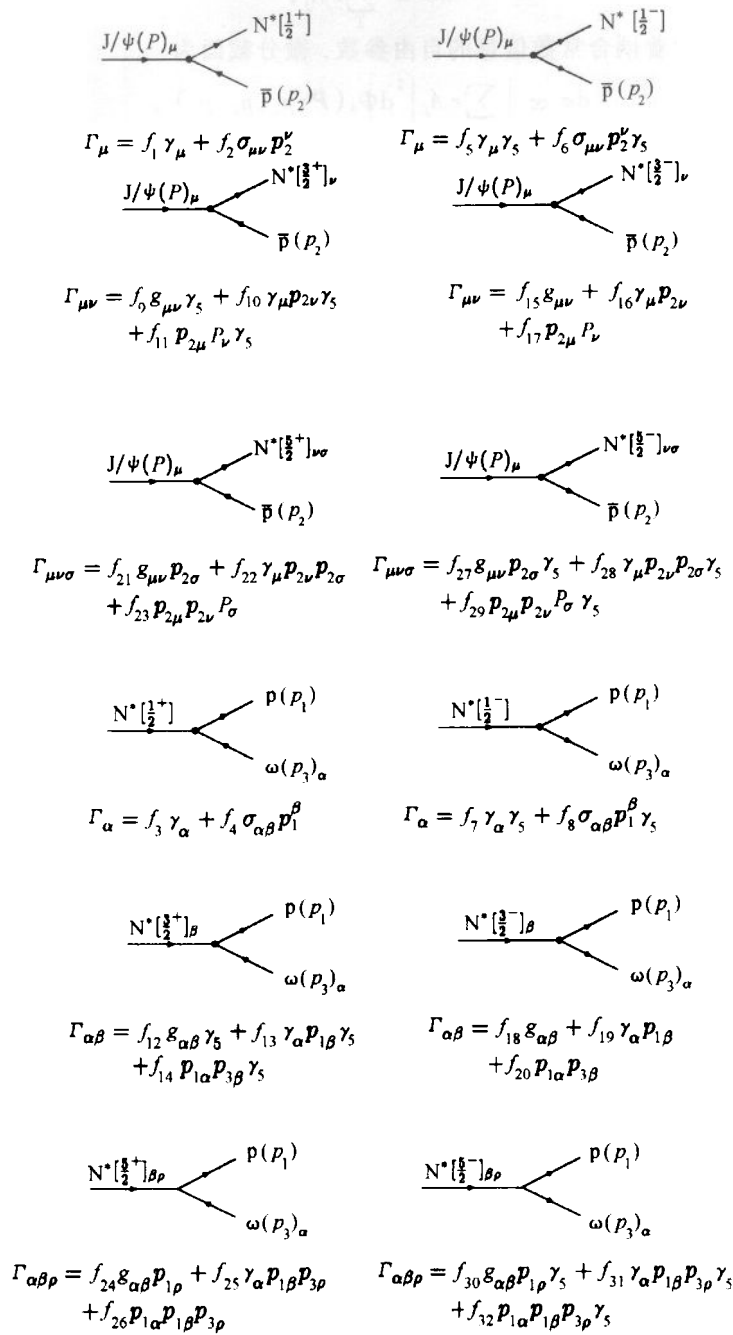


图 2 衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 涉及的等效顶角

其中 C 为电荷共扼算符, η_A 和 ζ_A 分别是 A 场的宇称和 C 宇称; η_i 是 ϕ_i 场的宇称. 构造出的等效顶角见图 2, 其中系数 f_i 是自由参数, 可由拟合实验数据确定.

利用以上的波函数、等效顶角和传播子. 根据 Feynman 规则可写出衰变过程 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 中各种 J_N^* 模式的分波振幅 A_j . 将各分波振幅迭加可得到总衰变振幅

$$\mathcal{A} = \sum_j c_j A_j, \quad (10)$$

其中系数 c_j 是包含着耦合常数信息的自由参数. 微分截面为

$$d\sigma \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 d\Phi_3(P; p_1, p_2, p_3), \quad (11)$$

其中 $d\Phi_3$ 是 Lorentz 不变的三体相空间,

$$d\Phi_3(P; p_1, p_2, p_3) = \delta^4(P - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3}. \quad (12)$$

于是可以得到衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的角分布

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\beta)} \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 dE_1 dE_3 d\alpha d\gamma, \quad (13)$$

不变质量分布

$$\frac{d\sigma}{dm_{13}} \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 |\mathbf{p}_1^*| |\mathbf{p}_2| d\Omega_1^* d\Omega_2 \quad (14)$$

和 Dalitz 图分布

$$\frac{d\sigma}{dm_{13}^2 dm_{23}^2} \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 d\alpha d(\cos\beta) d\gamma, \quad (15)$$

其中 (α, β, γ) 为说明衰变产物系相对于衰变母粒子的方位的 3 个欧拉角, $(|\mathbf{p}_2|, \Omega_2)$ 是 \bar{p} 在衰变母粒子 J/ψ 静止系中的动量, $(|\mathbf{p}_1^*|, \Omega_1^*)$ 是 p 和 ω 静止系中 p 的动量, m_{jk} ($j, k = 1, 2, 3$) 则表示第 j 个粒子和第 k 个粒子间的不变质量, 有 $m_{jk}^2 = (p_j + p_k)^2$.

3 对衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的 Monte-Carlo 模拟

为了从理论上给出各分波的贡献, 以便下一步更好地拟合实验数据, 我们对衰变 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 进行了 Monte-Carlo 模拟. BES II 的初步实验数据显示, $p\omega$ 的不变质量分布在约 1.85 GeV 处有一个峰^[11]. 因此, 我们的 Monte-Carlo 模拟中取 N^* 的质量 $m_N = 1.85 \text{ GeV}$, 宽度为 100 MeV. 这里仅列出几种典型衰变模式(见表 1)对应的 $p\omega$ 不变质量分布、 p 的角分布和 Dalitz 图(图 3).

表 1 所选择的衰变模式

衰变模式	J_N^*	$J/\psi \rightarrow p\bar{p}N^*, p\bar{N}^*$ 的顶角	$N^* \rightarrow p\omega$ 及 $\bar{N}^* \rightarrow p\omega$ 的顶角
mode 1	$\frac{3}{2}^+$	$\Gamma_{p\omega} = f_9 g_{1\alpha} \gamma_5$	$\Gamma_{\omega p} = f_{13} \gamma_\alpha p_{1\beta} \gamma_5$
mode 2	$\frac{3}{2}^+$	$\Gamma_{p\omega} = f_{10} \gamma_\mu p_{2\nu} \gamma_5$	$\Gamma_{\omega p} = f_{13} \gamma_\alpha p_{1\beta} \gamma_5$
mode 3	$\frac{3}{2}$	$\Gamma_{p\omega} = f_{17} p_{2\mu} P_\nu$	$\Gamma_{\omega p} = f_{19} \gamma_\alpha p_{1\beta}$
mode 4	$\frac{5}{2}^-$	$\Gamma_{p\omega} = f_{29} p_{2\mu} p_{2\nu} P_\alpha \gamma_5$	$\Gamma_{\omega p} = f_{32} p_{1\alpha} p_{2\beta} p_{3\gamma} \gamma_5$

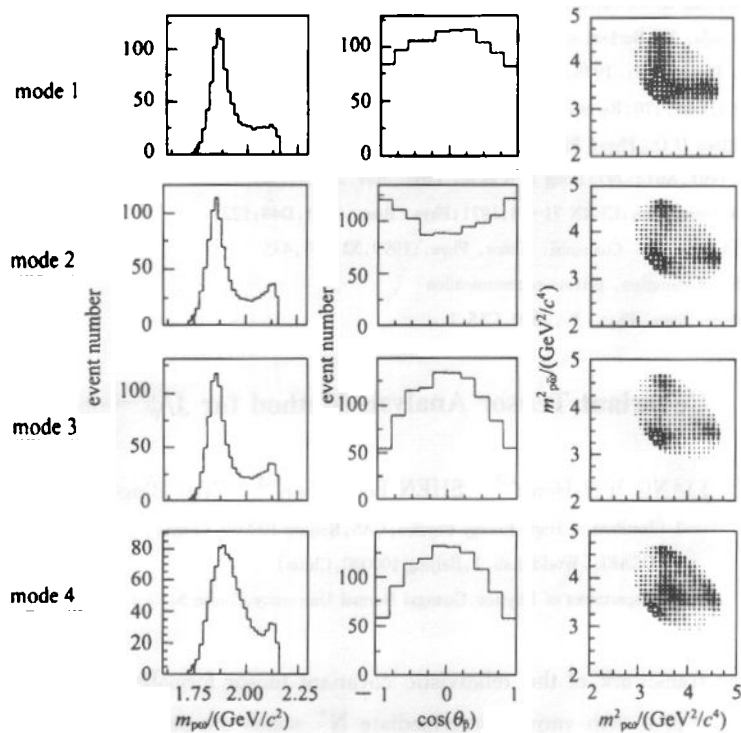


图 3 各种衰变模式的 $p\bar{p}$ 不变质量分布、 p 角分布和 Dalitz 图

由图 3 可看到,不同的衰变模式所对应的各种分布图有所区别.分波分析法是低能强子谱实验数据分析的一种重要方法,能有效地确定衰变过程中的中间共振态的自旋、宇称等量子数及能量和宽度等.由于各种分波给出的贡献是可区别的,我们可以通过最大似然法^[12]拟合实验数据,确定各分波贡献在总截面中所占的比例,研究衰变过程 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 中出现的中间共振态 N^* 的性质.

4 展望

目前我们正在对 BES II 现有的 J/ψ 实验数据进行 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 道的衰变分析.为使分析结果更为可靠,分析背景道的贡献,如离壳的 ρ -pole 图对截面的贡献是有必要的.我们还将与对 $\gamma p \rightarrow N^* \rightarrow N\omega$ 过程的分析给出的预言进行比较,以获取新“失踪” N^* 态的信息.

参考文献 (References)

- 1 Isgur N, Karl G. Phys. Lett., 1977, **B72**: 109; Phys. Rev., 1981, **D23**: 817
- 2 Faiman D, Hendry W. Phys. Rev., 1968, **173**: 1720; Phys. Rev., 1969, **180**: 1609
- 3 Capstick S. Phys. Rev., 1999, **D60**: 111501; nucl-th/0008028
- 4 Grunder H A. Nucl. Phys., 1997, **A623**: 10c
- 5 Klemp E. Baryon'98, ed. D. Menze, B. Metsch. Singapore: World Scientific, 1999, 25
- 6 ZOU B S. Nucl. Phys., 2000, **A675**: 167; Nucl. Phys., 2001, **A684**: 330

- 7 ZOU B S, LI H B, BES Collaboration. hep-ph/0004220, in Excited Nucleons and Hadronic Structure, Proc. of NSTAR2000 Conf. at Jefferson Lab. eds. V. Burkert et al. Singapore: World Scientific, 2001. 155; LI H B et al. Nucl. Phys., 2000, **A675**: 189
- 8 Isgur N, Karl G. Phys. Rev., 1978, **D18**: 4178; Capstick S, Isgur N. Phys. Rev., 1986, **D34**: 2809; LIU K F, WONG C W. Phys. Rev., 1983, **D28**: 170; Barnes T, Close F E. Phys. Lett., 1983, **B123**: 89; Bijker R et al. Ann. Phys., 1994, **236**: 69; Glozman L Ya, Riska D O. Phys. Rep., 1996, **268**: 1; Shen P N et al. Phys. Rev., 1997, **C53**: 2024; Kaiser N, Waas T, Weise W. Nucl. Phys. 1997, **A612**: 297; Dong Y B et al. Phys. Rev., 1999, **C60**: 035203
- 9 Chung S U. Spin Formalisms, CERN 71—8, 1971; Phys. Rev., 1993, **D48**: 1225
- 10 ZHU Jie-Jie, RUAN Tu-Nan. Communi. Theor. Phys., 1999, **32**: 293, 435
- 11 SHEN X Y, BES Collaboration. private communication
- 12 Particle Data Group. Euro. Phys. J., 2000, **C15**: 1

Covariant Tensor Analysis Method for $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$

LIANG Wei-Hong^{1,3} SHEN Peng-Nian^{1,2} ZOU Bing-Song^{1,2}

1 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

2 (CCAST (World Lab.), Beijing 100080, China)

3 (Department of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541004, China)

Abstract In the framework of the relativistic covariant tensor formalism, the effective vertices for decay process $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ with various intermediate N^* states are studied carefully, and the corresponding amplitudes are derived. By performing Monte Carlo simulation, angular distributions $\rho\omega(p\omega)$ invariant mass spectra and Dalitz plots for various partial waves in the $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ process are obtained. It can be found that different partial waves give distinguishable distributions.

Key words J/ψ decay, excited nucleon state, partial wave analysis

Received 22 January 2002

* Supported by NSFC (10075057, 19991487, 19905011, 10147202 and 90103020), and by CAS Knowledge Innovation Project (KJCX2-N11)